

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

АЛТАЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра общей физики

**СНЯТИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕТЛИ
ГИСТЕРЕЗИСА С ПОМОЩЬЮ ОСЦИЛЛОГРАФА**

Методические указания к лабораторной работе

по курсу «электричество и магнетизм»

Издание АГУ Барнаул, 1998

Составитель к.ф.-м.н. Курушин Ю.Н.

УДК 539

Снятие кривой намагничивания и петли гистерезиса с помощью осциллографа: Методические указания к лабораторной работе по курсу «Электричество и магнетизм»/Алт.гос.ун-т; Барнаул, 1992. 7 с.

Излагаются основные теоретические положения, объясняющие поведение веществ в магнитных полях. Исходя из представления доменов описана основная кривая намагничивания и показан ее необратимый характер. Даны характеристики петли гистерезиса, описан метод определения координат петли гистерезиса и расчет потерь на перемагничивание ферромагнетика с помощью электронного осциллографа. Приведена методика измерений, литература, а также контрольные вопросы.

Печатается

по решению кафедры общей физики и методического совета
физического факультета

Рецензент Букатый В.Н. (доктор физ.-мат. наук)

План издания УМД 1992 г., п. 219.

Алтайский государственный университет, 1992

Снятие кривой намагничивания и петли гистерезиса с помощью осциллографа

Цель работы: экспериментальное определение координат петли гистерезиса и расчет потерь на перемагничивание ферромагнетика с помощью электронного осциллографа.

Приборы и принадлежности: Тороидальный ферромагнетик с первичной и вторичной катушками, источник переменного напряжения, электронный осциллограф, устройства регулирования тока и напряжения.

1. Физические величины, описывающие намагничивание вещества

Все вещества по отношению к намагничиванию делятся на диамагнетики, парамагнетики и магнетики с упорядоченной магнитной структурой ферро-, антиферро- и ферримагнетики. Степень намагниченности вещества характеризуют вектором намагниченности \vec{J} численно равным суммарному магнитному моменту всех частиц, заключенных в единице объема для однородного намагничивания, а для неоднородного вектор \vec{J} определяется в каждой точке вещества следующим выражением:

$$\vec{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} \vec{p}_m,$$

где ΔV – физически бесконечно малый объем, взятый в окрестности рассматриваемой точки, p_m – магнитный момент отдельной молекулы (атома), измеряется J в амперах на метр. Намагниченность образца возрастает под действием внешнего магнитного поля. Пусть в вакууме это поле имеет индукцию \vec{B}_0 . При помещении туда любого магнетика он намагничивается и создает добавочную индукцию \vec{B}' , которая векторно складывается с первоначальной индукцией \vec{B}_0 . Результирующая магнитная индукция внутри магнетика определится соотношением:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}' = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}),$$

где $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная; \vec{J} – вектор намагниченности; \vec{H} – напряженность внешнего поля. Опыт показывает, что для большинства веществ (однородных, изотропных) выполняется равенство

$$\vec{J} = \chi \vec{H},$$

где χ – безразмерный коэффициент, называемый магнитной восприимчивостью. Численно χ равна среднему магнитному моменту единицы объема вещества, приобретаемому в магнитном поле единичной напряженности $H = 1$ А/м. Расчеты показывают, что величина χ связана с относительной магнитной проницаемостью (или просто магнитной проницаемостью) магнетика μ соотношением

$$\mu = 1 + \chi \quad (4)$$

или, как можно показать,

$$\mu = \frac{B}{B_0} = \frac{B}{\mu_0 H}, \quad (5)$$

то есть магнитная проницаемость μ показывает, во сколько раз усиливается поле в однородном магнетике. Из (5) следует также, что напряженность магнитного поля \vec{H} есть вектор, имеющий то же направление, что и вектор \vec{B} , но в $\mu_0 \mu$ раз меньший по модулю:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}. \quad (6)$$

Обычно \vec{H} связывают с реальным намагничивающим током. Характерно, что независимо от типа магнетиков \vec{H} в веществе и \vec{H}_0 в вакууме одна и та же, поскольку

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{J} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{H}_0. \quad (7)$$

В анизотропных средах векторы \vec{H} и \vec{B} , вообще говоря, не совпадают по направлению. Вектор \vec{H} аналогичен вектору электрической индукции \vec{D} в электростатике, который обусловлен только свободными зарядами (как и \vec{H} неамперовскими токами намагничивания). Из этих соображений часто проводят аналогию между магнитными характеристиками вещества $\chi, \mu_0, \mu, \vec{J}, \vec{H}, \vec{B}$ и соответствующими электрическими $\kappa, \epsilon_0, \epsilon, \vec{P}, \vec{D}, \vec{E}$ (с этим необходимо ознакомиться по учебнику [1]).

Классификация магнетиков

Диамагнетиками называются вещества, наведенное (индуцированное) поле которых B' противоположно первоначальному (намагничивающему) полю. С точки зрения макроскопической теории вещества этой группы отличаются тем, что их магнитная воспри-

имчивость отрицательна ($\chi < 0$) и мала по абсолютному значению. Это значит, что диамагнетики слабо намагничиваются против внешнего поля (векторы \vec{J} и \vec{H} антипаралельны). Поле в диамагнетиках немного слабее, чем в вакууме ($B < B_0$). Диамагнетиками являются инертные газы, многие органические соединения, некоторые металлы, смолы, молекулярный водород, стекло, мрамор, вода и другие. Восприимчивость диамагнетиков не зависит от температуры и намагничивающего поля (в не очень сильных полях). С точки зрения микроскопической теории, диамагнетики - это вещества, молекулы которых в отсутствие внешнего магнитного поля не обладают магнитными моментами.

У парамагнетиков магнитная восприимчивость также мала по абсолютному значению, но положительна ($\chi > 0$). Эти вещества слабо намагничиваются в направлении внешнего поля (вектор \vec{J} параллелен \vec{H}). Магнитное поле в парамагнетиках несколько больше, чем в вакууме ($B > B_0$). С точки зрения микроскопической теории, парамагнетики—это вещества, атомы и молекулы которых в отсутствие внешнего магнитного поля обладают магнитными моментами, то есть являются магнитными «диполями». Когда внешнего магнитного поля нет, то эти «диполи» ориентируются беспорядочно (благодаря тепловому движению), поэтому суммарный магнитный момент парамагнетика равен нулю. При наличии магнитного поля магнитные моменты приобретают преимущественную ориентацию, в результате чего возникает намагниченность, пропорциональная полю B_0 и обратно пропорциональная температуре парамагнетика, поскольку тепловое движение оказывает дезориентирующее действие на магнитные «диполи». К парамагнетикам относятся кислород, воздух, марганец, платина, палладий, алюминий, калий, натрий и другие.

Ферромагнетики—вещества, способные намагничиваться очень сильно, внутреннее поле в таких веществах может в $10^2 \div 10^3$ раз превышать внешнее магнитное поле. Зависимость J от B_0 нелинейная (рис. 1), и при некотором значении $J = J_m$ достигает постоянного значения, не меняющегося в дальнейшем при увеличении H .

Индукция B при достижении насыщения растет с увеличением H по линейному закону, что следует из (6) (рис. 2). Опыт показывает, что ферромагнитными являются вещества, имеющие строго упорядоченное расположение атомов. Такое расположение благо-

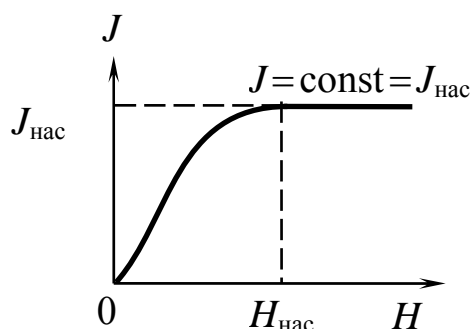


Рис. 1. Зависимость интенсивности намагничивания J от напряженности внешнего намагничивающего поля H .

даря так называемому обменному взаимодействию электронов, имеющему электрическую природу, приводит в отсутствие внешнего магнитного поля к упорядоченному (параллельному) расположению магнитных моментов атомов. Последние определяются собственными магнитными моментами электронов, так называемыми спиновыми магнитными моментами. При повышении температуры вследствие колебаний атомов решетки расстояние между ними увеличивается, в результате чего обменное взаимодействие электронов, приводящее к спонтанному (самопроизвольному) намагничиванию ферромагнетика, ослабевает. При некоторой температуре, называемой температурой Кюри T_k , превращается в парамагнетик. Ниже T_k магнитные моменты электронов выстраиваются параллельно в отсутствие внешнего магнитного поля. В результате чего участки кристалла в этом случае оказываются намагниченными до насыщения. В размагниченом состоянии кристаллы имеют в одном месте участки (домены), намагниченные до насыщения в одном направлении (в соответствии с расположением атомов в кристаллической решетке), в другом месте – в противоположном направлении или под каким-то углом, в итоге результирующая намагниченность образца равна нулю.

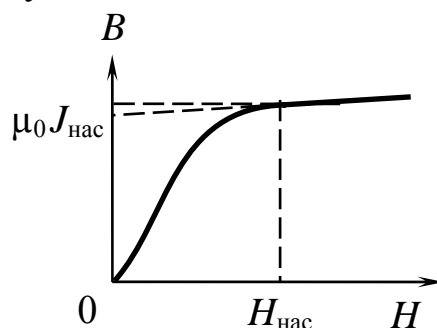


Рис. 2. Зависимость поля индуктивности $B = \mu_0(J + H)$ в образце от напряженности внешнего поля.

При помещении ферромагнетика во внешнее поле H происходит перестройка векторов намагниченности отдельных доменов в направлении поля. Домены, ориентированные вдоль поля, расширяются за счет доменов, в которых магнитные моменты антипараллельны полю. Такой процесс называется процессом смещения. При некоторых значениях напряженности $H_{\text{нас}}$ домены, антипараллельные внешнему полю, полностью поглощаются доменами, благоприятно ориентированными по отношению к полю, и весь образец намагничивается до насыщения в направлении кристаллографической оси. При некоторой напряженности поля все магнитные моменты доменов практически выстраиваются вдоль вектора \vec{H} . Имеет место так называемое техническое насыщение (горизонтальный участок на рис. 1 и линейный на рис. 2). Высокая магнитная проницаемость μ объясняется существованием доменов и той легкостью, с которой междоменные границы перемещаются под действием поля, что приводит к быстрому намагничиванию ферромагнетика. Доменные границы не обладают эффектом памяти, и при устранении поля H они уже не возвращаются к исходному состоянию. Необходимо учитывать также в реальных кристаллах дефекты типа дислокаций, инородных включений, примесей и так далее, которые после прекращения действия поля претерпевают изменения. Таким образом, процесс намагничивания охватывается необратимым. При малых полях вблизи нуля на линейных участках основной кривой намагничивания обратимость возможна. Эта кривая изображена на рис. 1 и рис. 2. Ввиду нелинейной зависимости $B=B(H)$ для ферромагнетиков нельзя ввести магнитную проницаемость μ как определенную постоянную величину, характеризующую магнитные свойства каждого данного ферромагнетика. Магнитные свойства ферромагнетика характеризуют дифференциальной магнитной проницаемостью, определяемой как

$$\mu = \frac{1}{\mu_0} \lim_{\Delta H \rightarrow 0} \frac{\Delta B}{\Delta H} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{dB}{dH}. \quad (8)$$

График зависимости $\mu = \mu(H)$ изображен на рис. 3. Там же пунктирной линией приведена зависимость $B(H)$.

К ферромагнетикам относятся Fe, Ni, Co, а также сплавы, обязательно состоящие из ферромагнитных компонентов, например, Mn–Al, Mn–V и так далее. Силы обменного взаимодействия могут приводить к упорядоченной структуре, при которой спины элек-

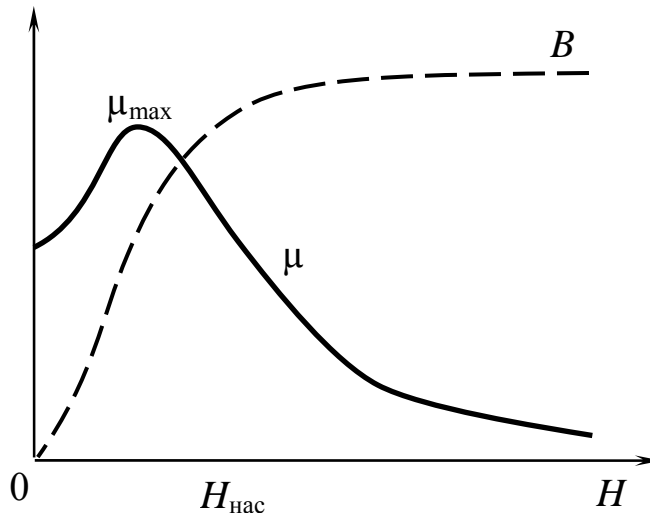


Рис. 3. Зависимость магнитной проницаемости от намагничивающего поля.

тронов соседних атомов антипараллельны и могут быть скомпенсированными. Это случай антиферромагнетиков, примерами которых являются MnO , MnS , $NiCr$, Cr_2O_3 и другие. Если при этом магнитные моменты соседних томов антипараллельны, но неодинаковы по абсолютной величине, то вещества с такой структурой называются ферримагнетиками, например, ферриты. Во внешних магнитных полях антиферромагнетики слабо намагничиваются, имея положительную восприимчивость. Ферриты могут обладать достаточной намагниченностью, имея при этом большое удельное сопротивление, что делает их незаменимыми в технике высоких частот.

2. Поведение ферромагнетиков в переменных полях.

Явление гистерезиса

Ферромагнетикам свойственно явление гистерезиса. Оно заключается в том, что магнитная индукция в среде B зависит не только от магнитной индукции в вакууме B_0 в данный момент, но и от того, каково было B_0 раньше (от предыстории намагничивания), то есть μ является многозначной функцией B_0 . Если ненамагниченный ферромагнетик поместить в среду, магнитное поле в которой постепенно будет увеличиваться, начиная с нуля, то зависимость B от B_0 (основная кривая намагничивания) выразится участком OA на рис. 4. При дальнейшем увеличении индукции кривая намагничивания идет более полого, так как величина B' (добавочная индукция, создаваемая ферромагнетиком) становится практически постоянной (насыщение $J=J_m$), и B возрастает лишь за счет увеличения B_0 . Так как ферромагнетику присущи свойства остаточной на-

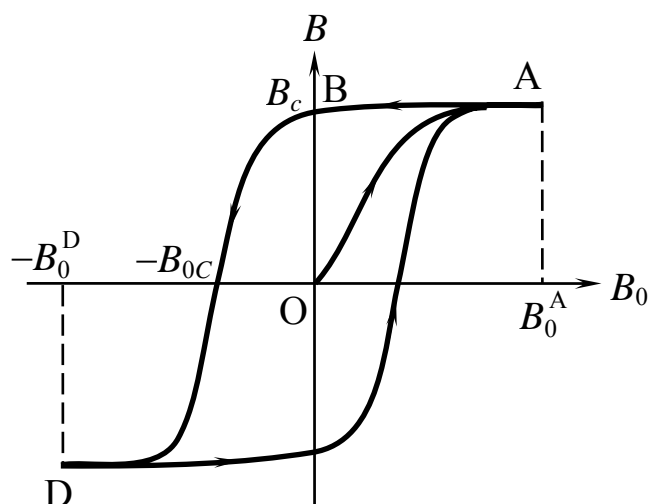


Рис. 4. Вид петли магнитного гистерезиса. Масштабы по осям существенно различные (различие на несколько порядков).

магнитности, то при уменьшении магнитной индукции B_0 до нуля кривая намагничивания не совпадет с OA , а пойдет по AB .

При $B_0=0$ $B=B_c$. Величина B_c называется остаточной индукцией. Ферромагнетик в этом состоянии является постоянным магнитом. Для того, чтобы компенсировать остаточную индукцию внешним магнитным полем, необходимо изменить направление и величину индукции B_0 до определенного значения $|B_0|=B_{0c}$. Этой магнитной индукции B_{0c} соответствует напряженность магнитного поля H_c , называемая коэрцитивной силой. При дальнейшем изменении магнитной индукции от значения $B_0=-B_c^0$ до $B_0=-B_0^D$ в точке D , а затем в обратном направлении от $-B_0^D$ до B_0^A , получим замкнутую кривую, называемую петлей гистерезиса. Она может быть объяснена наличием в ферромагнетиках доменов и других включений, обуславливающих необратимость перемагничивания.

3. Схема установки. Вывод расчетных соотношений

Петлю гистерезиса можно получить на экране осциллографа, если ферромагнетик поместить в магнитное поле, создаваемое переменным током, и подать на горизонтально отклоняющиеся пластины электронно-лучевой трубки напряжение U_x , пропорциональное B_0 , а на вертикально отклоняющиеся U_y —пропорциональное B . Исследуемым веществом является пермаллой (сплав железа с никелем), из которого изготовлен тороид T . Первичная обмотка тороида питается через потенциометр R и сопротивление R_1 переменным током I_1

Индукция магнитного поля B_0 , создаваемого текущим по виткам током, внутри полого тороида дается формулой

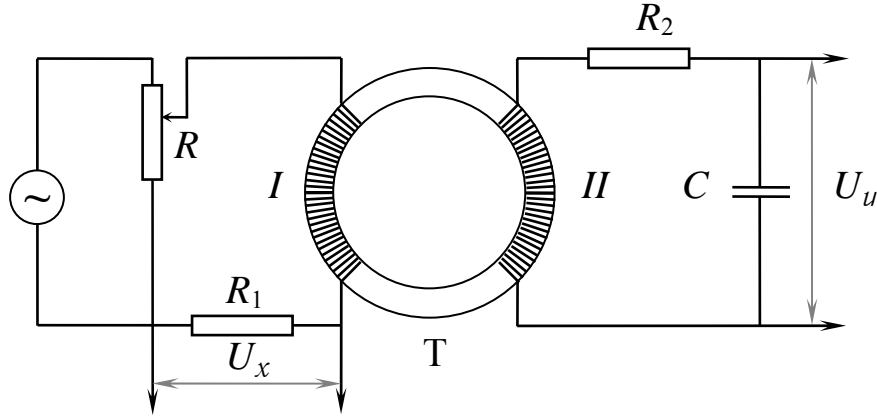


Рис. 5. Схема установки для наблюдения петли гистерезиса.

$$B_0 = \mu_0 n_1 I_1 \quad (9)$$

где n_1 —число витков на единицу длины тороида. Напряжение на горизонтально отклоняющих пластинах, снимаемое с R_1 , можно выразить через B_0 :

$$U_x = I_1 R_1 = \frac{R_1}{\mu_0 n_1} B_0, \quad (10)$$

то есть напряжение U_x пропорционально B_0 .

Во вторичной обмотке тороида источником тока I является ЭДС индукции. ЭДС индукции равна

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Psi}{dt}, \quad (11)$$

где $\Psi = N_2 \Phi$ —потокосцепление, то есть сумма потоков Φ вектора магнитной индукции через поверхности, охватываемые каждым из витков вторичной катушки:

$$\Psi = B S N_2, \quad (12)$$

где S —площадь, охватываемая одним витком, N_2 —число витков на вторичной обмотке. Тогда

$$\mathcal{E}_i = -S N_2 \frac{dB}{dt}. \quad (13)$$

Напишем закон Ома для вторичной цепи. Используемое в установке сопротивление R_2 выбирается достаточно большим, поэтому ток во вторичной обмотке мал, и ЭДС самоиндукции вторичной обмотки можно пренебречь:

$$\mathcal{E}_i = U_C + I R_2, \quad (14)$$

$$U_C = U_y = \frac{q}{C} = \frac{1}{C} \int I dt. \quad (15)$$

Здесь U_C , q – напряжение и заряд на конденсаторе. Поскольку R_2 выбирается большим, первым членом (U_C) в правой части формулы (14) можно пренебречь. Тогда имеем

$$\mathcal{E}_i = IR_2 = -SN_2 dB/dt, \quad (16)$$

где

$$I = -\frac{SN_2}{R_2} \cdot \frac{dB}{dt}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (15), находим

$$U_y = -\frac{SN_2}{R_2 C} B, \quad (18)$$

то есть напряжение U_y пропорционально B .

Таким образом, на одни пластины подается напряжение, пропорциональное B_0 , а на другие пропорциональное B . На экране получается петля гистерезиса $B = f(B_0)$. Увеличивая потенциометром R напряжение U_x , мы будем увеличивать амплитуду колебаний B_0 , получая на экране последовательно ряд различных петель гистерезиса. Верхняя точка петли находится на кривой намагничивания. Следовательно, для построения кривой намагничивания необходимо снять с осциллограмм координаты U_x и U_y вершин петель гистерезиса (в вольтах). Перепишем формулы (10) и (18) в виде

$$B_0 = \frac{\mu_0 n_1}{R_1} U_x, \quad B = \frac{R_2 C}{SN_2} U_y. \quad (19)$$

Характеристика схемы:

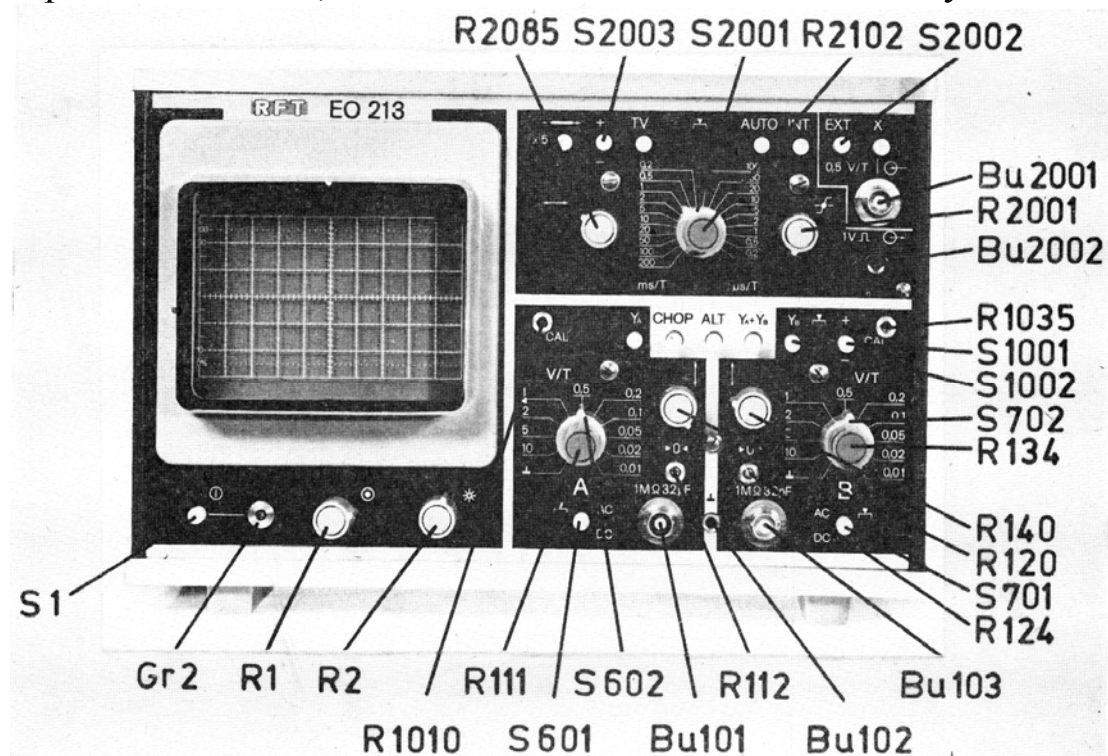
$$\begin{array}{lll} R_1 = 51 \pm 5 \text{ Ом}; & S = 3.0 \text{ см}^2; & N_2 = 150; \\ R_2 = 13 \text{ кОм}; & C = 20 \text{ мкФ}; & n_1 = 1500 \text{ 1/м}. \end{array}$$

4. Порядок измерений и их обработка

1. Соберите схему (рис. 4).
2. Включите осциллограф и выведите электронный луч в центр координатной сетки. Чтобы избежать порчи люминофора, не держите долго яркий луч в одной точке.
3. Подключите схему к сети. На вход Y подается напряжение U_y , на вход X через делительную головку подается напряжение U_x .
4. С помощью потенциометра R добивайтесь того, чтобы петля гистерезиса имела участок насыщения и занимала большую часть экрана. Зарисуйте эту картину в тетрадь в масштабе 1:1.
5. Для определения координат U_x и U_y вершин петли нужно откалибровать осциллограф по обоим входам. Эта процедура прово-

дится следующим образом: На вход Y (вход X) подается напряжение, величина которого известна. На экране осциллографа измеряется смещение луча по вертикали (по горизонтали), вызванное этим напряжением. Зная напряжение, которое вызывает смещение электронного луча на 1 см, легко измерить любое другое напряжение, наблюдаемое на экране осциллографа. Как правило, чувствительность по оси Y и оси X осциллографов бывает разная.

Применительно к данной работе калибровка осциллографа EO 213 проводится так: на блоке входа Y_A (V/T) установите ручку S 602 в положение 0.5, ручку R111 «Плавно» по часовой стрелке до щелчка, кнопка $\times 5$ слева от TV должна быть утоплена.



6. Определите координаты U_x и U_y вершин петли.
7. Уменьшая подаваемое напряжение с помощью потенциометра, получите на экране осциллографа семейство петель гистерезиса. Снимите для каждой из них координаты вершин. Измерения повторяйте до тех пор, пока петля не стянется в точку.
8. По полученным данным постройте график зависимости B от B_0 . По этому графику определите максимальное значение μ .
9. Для петли гистерезиса с насыщением, зарисованной в тетради, определите объемную плотность энергии магнитного поля, затраченной за 1 с, на переориентацию доменов и выделившуюся в виде тепла $\omega = \nu S_1 / \mu_0$, где S_1 —площадь петли гистерезиса (в

Тл^2), ν —частота переменного тока (Гц); площадь петли гистерезиса S_1 в Тл^2 получается умножением S_1 в см^2 на множители при U_x и U_y в формулах (19).

Контрольные вопросы

1. Какова природа ферромагнетизма?
2. В чем заключается явление гистерезиса и что характеризует петля гистерезиса?
3. Что такое остаточная индукция, коэрцитивная сила, намагниченность?
4. Как определить удельную мощность электромагнитных потерь?

Библиографический список

1. Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука, 1995, т.2. —496 с.
2. Парселл Д.К. Электричество и магнетизм. М.: Наука, 1993. —416 с.
3. Ахиезер А.И. Общая физика. —Киев: Наукова Думка, 1981. —468 с.
4. Калашников С.Г. Электричество.—М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. —С.164–166, 171,177–180, 222–227, 238–245, 259–260, 265–271(624 с.).